

N° d'enregistrement
au C. N. R. S.

A.O.04992

ARTICLE PRINCIPAL

recouvrant en partie

LA THÈSE DE DOCTORAT ÈS SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

par

Christian MALIQUE

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Appliquées

Sujet de la Thèse :

Observation de la distribution de brillance à 1216 Å et 1300 Å
près du bord solaire

Soutenue le 24 octobre 1970 devant la Commission d'Examen

M. J. E. BLAMONT

Président

MM.

J. ROSCH

R. MICHARD

} Examinateurs

Observation de la distribution de brillance à 1216 Å et 1300 Å près du bord solaire

J. E. BLAMONT et C. MALIQUE
Service d'Aéronomie du C.N.R.S., Verrières

Reçu le 18 avril, révisé le 19 juin 1969

Near-Limb Solar Brightness Distribution at 1216 Å and 1300 Å

Two photometers were placed on board a sounding rocket for the observation in Argentina of the total solar eclipse of November 12, 1966. Measurements were started at 220 km of altitude during the ascent phase, and ended at 123 km of altitude during the descending phase for a total time duration of 296 s. The distributions of brightness were determined with a great relative accuracy at the solar limb and into the chromosphere up to an altitude of 12000 km at the wavelength of 1216 Å and 1300 Å. The geometrical limb of the solar disk is formed at these wavelengths at the altitude of 2490 km in the chromosphere. An increase of brightness, or bright ring, is found at the limb. At 1216 Å the maximum of brightness is 4600 km far from the geometric limb as defined by a simultaneous infra-red observation; the bright ring is 10000 km wide. At 1300 Å the bright ring coincides with the limb defined in the infra-red, and is 4300 km wide.

Key words: solar eclipse — limb brightness — limb brightening

Deux photomètres ont été placés à bord d'une fusée-sonde permettant l'observation complète de l'éclipse totale de soleil, le 12 novembre 1966, en Argentine. La fusée se trouvait en montée à 220 km d'altitude lors du début de l'expérience et en descente à 123 km à la fin. Les distributions de brillance, au bord du disque solaire et dans la chromosphère jusqu'à 12000 km, à 1216 Å et à 1300 Å, ont été déterminées avec une excellente précision relative. Le bord géométrique du disque solaire se situe dans ces longueurs d'onde à 2490 km d'altitude dans la chromosphère. Une augmentation de brillance, ou anneau brillant, est mise en évidence au bord du disque. A 1216 Å le maximum d'augmentation de brillance est situé à 4600 km du bord géométrique du disque défini par une observation simultanée dans le proche infrarouge; l'anneau brillant est large de 10000 km. A 1300 Å l'anneau brillant coïncide avec le bord du disque défini dans l'infrarouge, il a une largeur de 4300 km.

I. Principe et but de l'expérience

La distribution de la brillance solaire en fonction de la distance au centre a été mesurée, de 1216 Å à 2200 Å, à la faveur de l'éclipse du 12 novembre 1966 observée en Argentine.

Nous présentons ici les résultats obtenus à 1216 Å et 1300 Å. Le flux lumineux reçu du soleil au cours de l'éclipse est, à la longueur d'onde λ , dans l'intervalle $\Delta\lambda$, l'intégrale: Fig. 1.

$$\Phi_{\lambda} = \Delta\lambda \cdot \tau \cdot \omega \cdot \int \int I_{\lambda}(h) \cdot dh \cdot d\Psi$$

observé en étendue au croissant
fonction fonction du temps
du temps

τ est la fonction d'appareil,

ω est l'étendue du faisceau utilisé,

$I(h)$ est la brillance d'un point du disque solaire à la distance radiale h du bord du disque.

L'inversion de cette intégrale double permet de connaître $I(h)$; soit H la largeur du croissant photosphérique observé, fonction du temps au cours de l'éclipse, comptée sur la ligne des centres du soleil et de la lune, exprimée en secondes d'arc. La relation entre H et le temps est donnée par l'observation simultanée, dans le domaine 6800 Å — 11000 Å, des instants de contact de l'éclipse ($H = 0$), et par le calcul de dH/dt à partir de l'observation de la vitesse relative de l'ombre de l'éclipse par rapport à l'observatoire.

II. Appareillage de mesure

Afin de s'affranchir de tout effet atmosphérique (Friedman, 1960; Smith, Accardo, Weeks and McKinnon, 1965), les équipements étaient placés à bord d'une fusée-sonde; l'expérience s'est entièrement déroulée au-dessus de 120 km d'altitude.

Mesure à 1216 Å

Le détecteur est une chambre d'ionisation remplie à la pression de 15 mm de mercure de sulfure de carbone (CS_2) ionisable par les photons d'énergie supérieure à 10 eV ($\lambda < 1250 \text{ Å}$). La fenêtre en fluorure de lithium (LiF), opaque aux longueurs d'onde inférieures à 1050 Å, détermine la borne inférieure de la bande passante du détecteur.

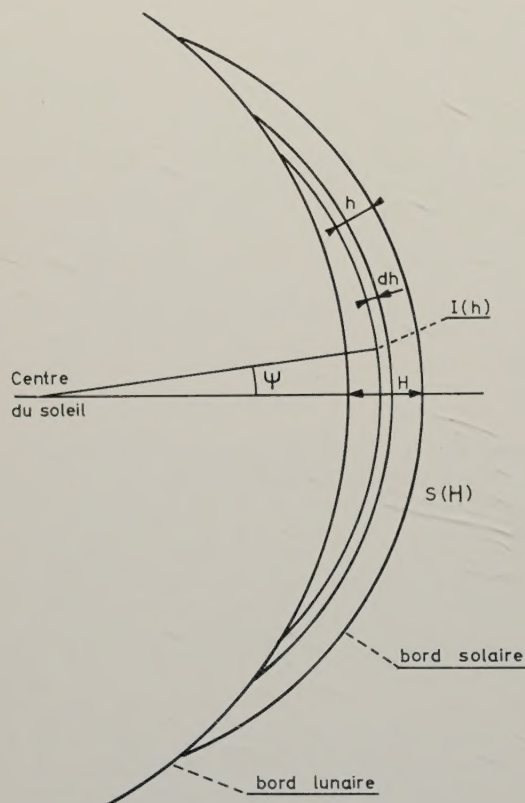


Fig. 1

La Fig. 2 représente la bande passante théorique (Stober, Scolnik, Hennes, 1963) et le spectre solaire correspondant (Hall, Damon, Hinteregger, 1963). D'après ce spectre, l'énergie totale reçue du soleil au-dessus de l'atmosphère, dans la bande passante, est égale à $331 \cdot 10^9 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'énergie de la raie Lyman alpha de l'hydrogène représente 81,5% de l'énergie sensibilisant le détecteur. Le détecteur vise directement le soleil, sans optique; son champ de pleine lumière est deux degrés. L'intensité du courant électrique délivré par la chambre d'ionisation est transmise au sol par télémessure après amplification. L'amplificateur est un électromètre linéaire à quatre

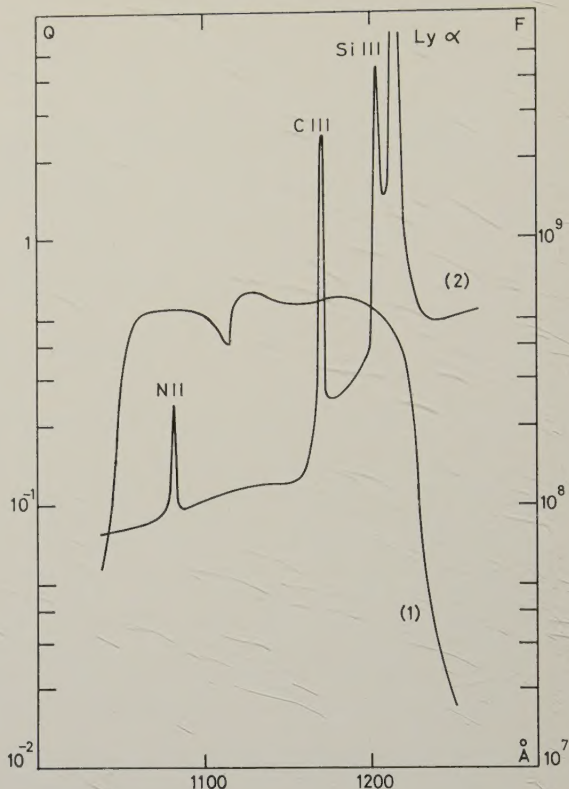


Fig. 2. Courbe 1 = bande passante théorique d'une chambre d'ionisation CS_2/LiF .
Courbe 2 = spectre solaire — Flux reçu à 1 U.A. du soleil en $\text{ph. cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

gammes commutées automatiquement de dynamique totale 10^4 .

Mesure à 1300 Å

On utilise une chambre d'ionisation remplie à la pression de 20 mm de mercure d'oxyde d'azote (NO) ionisable par les photons d'énergie supérieure à 9,2 eV ($\lambda < 1350 \text{ Å}$) et dont la fenêtre en fluorure de calcium (CaF_2) est opaque aux radiations de longueurs d'onde inférieures à 1250 Å. La Fig. 3 représente la bande passante théorique (Hennes *et al.*, 1963) du détecteur, et le spectre solaire correspondant (Hall *et al.*, 1963). L'énergie totale reçue du soleil dans cette bande est $57,7 \cdot 10^9 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dont 82% sont dus au spectre continu. Ce détecteur est utilisé dans les mêmes conditions que le premier. Le signal délivré, après amplification par un électromètre linéaire à trois gammes de dynamique totale 10^3 est transmis au sol par télémessure.

Mesure de la phase d'éclipse

Une reconstitution précise de la trajectoire de l'engin permet de calculer à chaque instant dH/dt

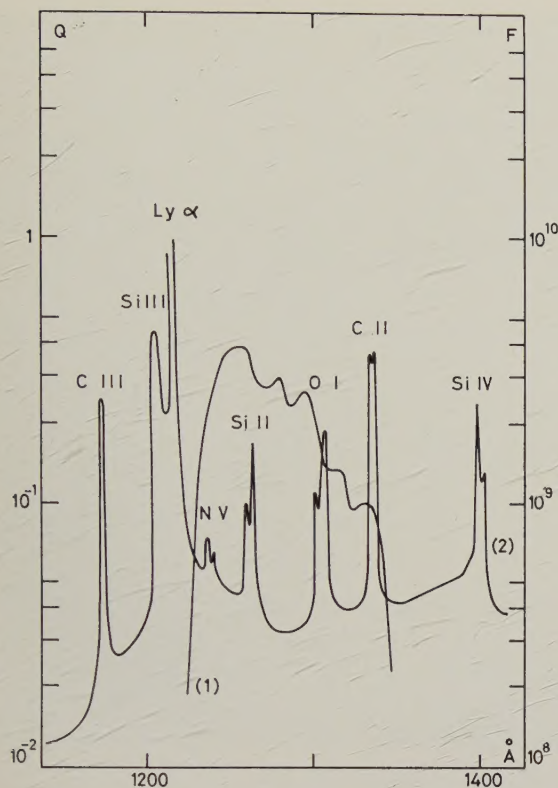


Fig. 3. Courbe 1 = bande passante théorique d'une chambre d'ionisation NO/CaF₂.
Courbe 2 = spectre solaire — Flux reçu à 1 U.A. du soleil en ph. cm⁻² s⁻¹

(t est le temps) et de fixer grossièrement les instants des contacts de l'éclipse. Ceux-ci, qui correspondent à la brusque annulation du flux photosphérique, sont repérés avec précision par une observation, depuis la fusée, du flux solaire reçu dans le rouge. Le domaine spectral utilisé correspond à un bord photosphérique régulier. Il est obtenu en associant à une photocathode de type S1, sensible de 3000 Å à 11000 Å, un filtre Kodak Wratten 89 B qui limite la bande passante à 6800 Å, éliminant notamment les raies K du calcium et H α de l'hydrogène. Le détecteur est un photomultiplicateur RCA C 70 102 B. La courbe de réponse spectrale de notre montage est représentée Fig. 4. Le courant anodique du photomultiplicateur, amplifié par un électromètre linéaire de dynamique 10³, est utilisé pour asservir la tension de polarisation du multiplicateur afin d'augmenter la dynamique de la chaîne de mesure jusqu'à $2 \cdot 10^5$.

Le système vise le soleil à travers des filtres atténuateurs.

Le champ de pleine lumière est de deux degrés.

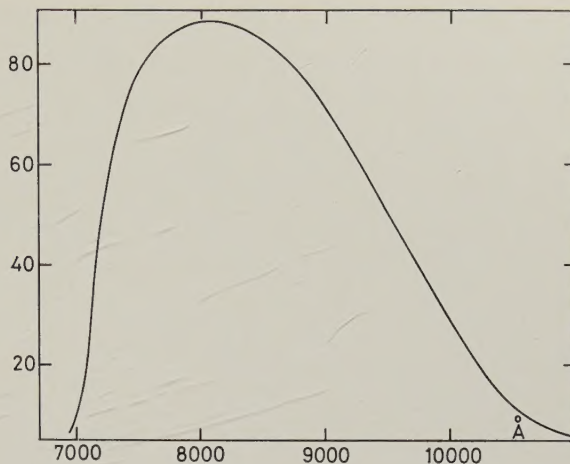


Fig. 4. Bande passante du canal infrarouge.
Ordonnée 100 = Rendement quantique de la photocathode à 8000 Å

Les constantes de temps des phénomènes observés, estimées à partir des résultats d'observations d'éclipses antérieures (Mouradian, 1965) sont de l'ordre de 3,5 secondes. Les appareillages de mesure utilisés, à large bande passante, n'ont introduit aucune distorsion dans les mesures. La très grande dynamique des chaînes de mesure a permis d'observer correctement les transitions photosphère-chromosphère-couronne.

III. Etalonnage des détecteurs pour 1216 Å et 1300 Å

Le courant électrique i délivré par une chambre d'ionisation est lié au nombre de photons N qu'elle reçoit dans un intervalle spectral $\Delta\lambda$ autour de λ_0 , par la relation

$$i = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot N \cdot \eta_{\lambda_0} \cdot G$$

où η_{λ_0} est le rendement quantique à la longueur d'onde λ_0 , et G le gain en courant, fonction de la tension de polarisation de la chambre. Nous avons mesuré, pour chaque chambre d'ionisation, la valeur numérique du produit $\eta_{\lambda_0} \cdot G$ à une tension de polarisation donnée; d'autre part, nous avons relevé les courbes de variation de ce produit en fonction de la tension de polarisation. Les mesures ont été effectuées par comparaison des réponses des détecteurs à étalonner à la réponse d'un détecteur étalon, de caractéristiques connues, lorsqu'ils reçoivent la même énergie dans la même bande spectrale.

Le détecteur CS₂/LiF a été étalonné à 1216 Å avec une bande passante de 10 Å. Le détecteur NO/Ca F₂ l'a été à 1300 Å avec la même bande passante.

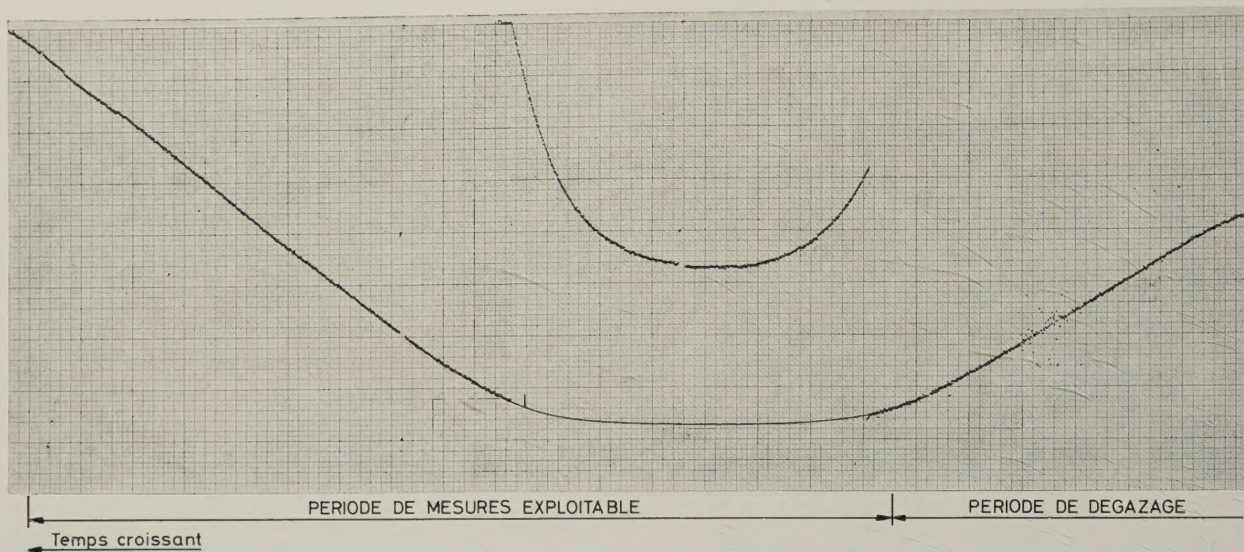


Fig. 5a. Enregistrement du signal télémessuré sur le canal 1050 Å–1250 Å

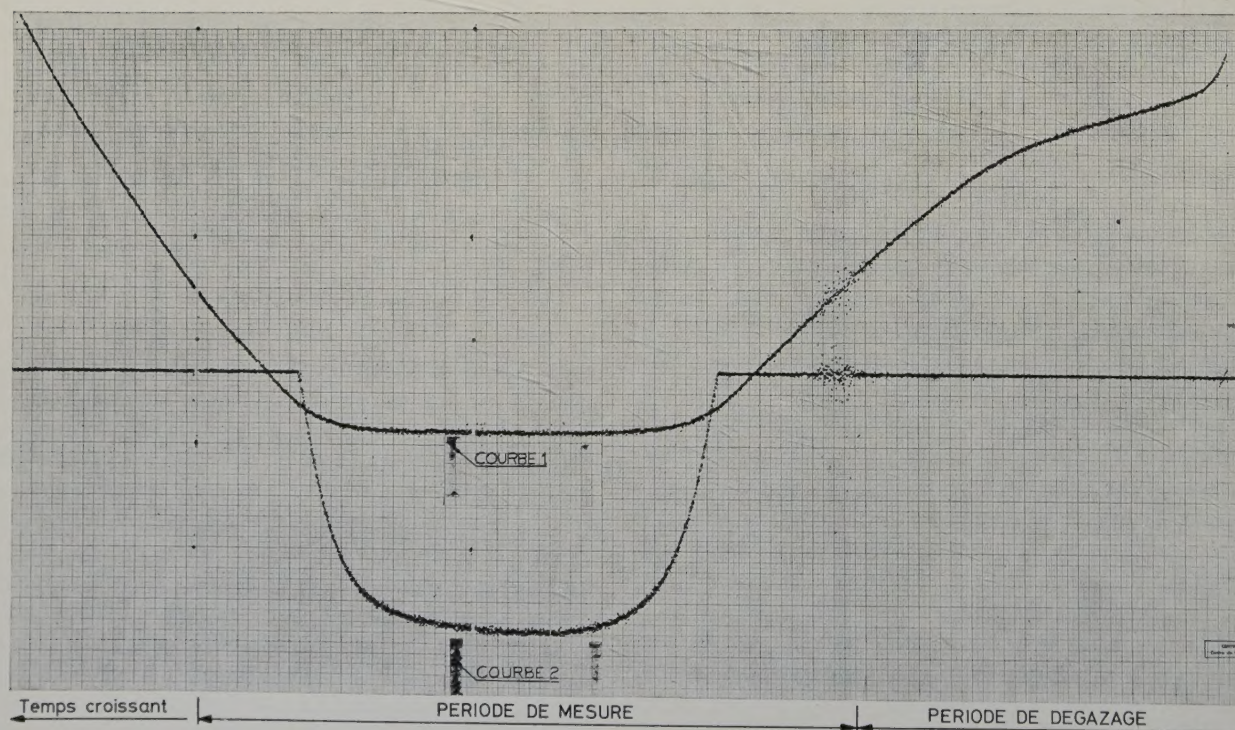


Fig. 5b. Enregistrement du signal télémessuré sur le canal 1250 Å–1350 Å
Les courbes 1 et 2 correspondent à deux sensibilités différentes

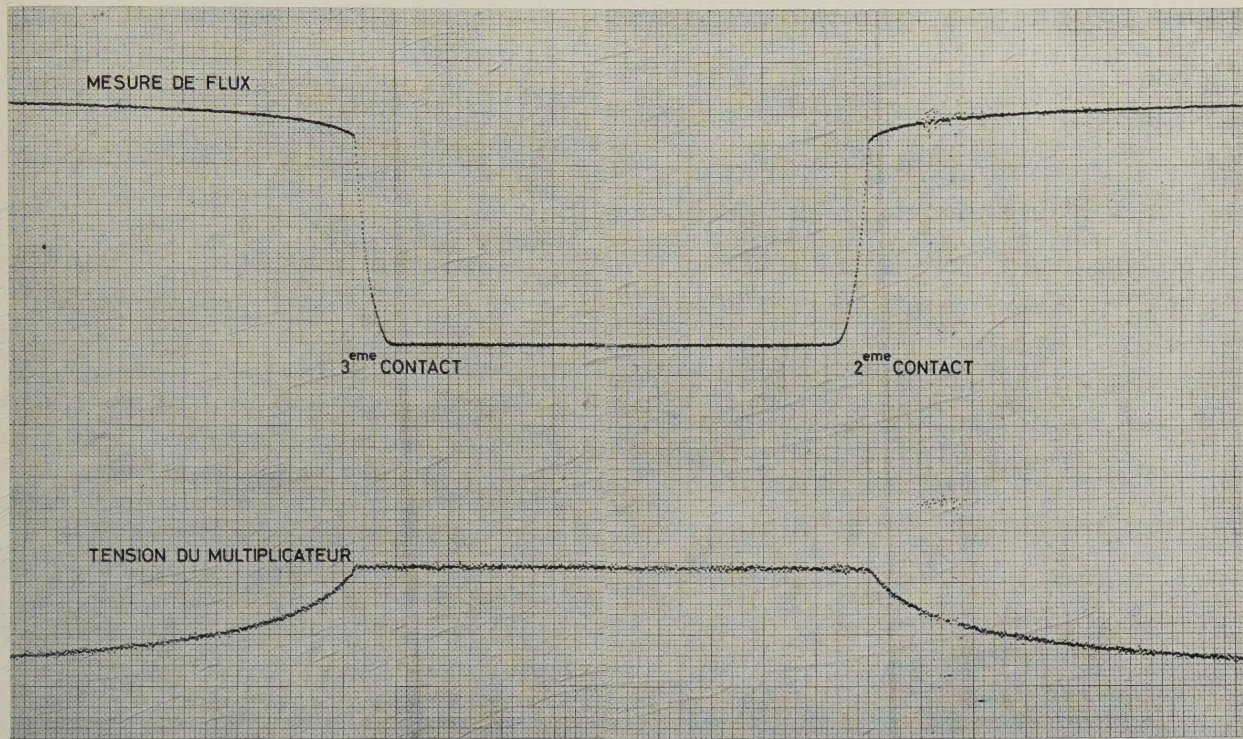


Fig. 5c. Enregistrement du signal télémessuré sur le canal infrarouge

L'étalon est un photomultiplicateur 542 G 0818 ASCOP. L'erreur commise sur la mesure de $\eta_{10} \cdot G$ est de 25%. Il convient de signaler que les dérives éventuelles du rendement quantique et de la transmission des fenêtres entre les instants d'étalonnage et d'expérience n'entrent pas dans cette estimation de l'erreur.

IV. Déroulement de l'expérience

Les équipements étaient placés à bord d'une fusée à deux étages, à combustible solide, dotée d'un dispositif de stabilisation et équipée d'un système de contrôle d'attitude.

Le système de stabilisation, équipant le premier étage de la fusée, avait pour mission de placer la capsule scientifique, au-dessus de 120 km d'altitude, à l'endroit exact où devaient avoir lieu les observations. Cet emplacement a été déterminé d'après la trajectoire du cône d'ombre de l'éclipse dans l'espace (Duncombe, 1965).

Le système de contrôle d'attitude orientait vers le soleil, pendant les mesures, l'ensemble de la charge scientifique dans l'axe de laquelle les détecteurs avaient été réglés. Le dispositif de pointage associait un gyroscope libre à un senseur solaire. Avant le

départ de la fusée, l'axe de la toupie du gyroscope était orienté dans la direction du soleil. La dérive du gyroscope était corrigée, pendant la phase de mesure, par des moteurs couples excités par les informations émanant du senseur solaire. Pendant la phase d'éclipse totale, le senseur solaire n'étant plus assez sensible, le gyroscope gardait en mémoire la direction du soleil.

Le pointage a été assuré pendant toute l'expérience avec une précision de 0,25 degré.

Les mesures ont débuté au cours de l'ascension de la sonde à 220 km d'altitude. Le croissant solaire visible avait alors une largeur de 58" avant le deuxième contact de l'éclipse. Les mesures se sont poursuivies jusqu'à 123 km d'altitude à la descente de la sonde. Le croissant solaire visible mesurait alors 56" après le troisième contact.

Le bord solaire a été exploré de façon utilisable à partir de 3" dans la photosphère avant le deuxième contact. Pendant la totalité de l'éclipse, le bord du disque lunaire le plus proche du bord photosphérique s'en est éloigné, dans la couronne, à 16,5". Lors du troisième contact, le disque solaire a été observé jusqu'à 26" ($\cos \theta = 0,23$) pour 1300 Å et 49" ($\cos \theta = 0,30$) pour 1216 Å. Cette période de mesure

exploitable est précédée par une phase au cours de laquelle l'absorption résultant du dégazage des matériaux embarqués rend les mesures inutilisables. Cette phase de dégazage est jugée terminée dès que les mesures des flux correspondant à des phases d'éclipse symétriques par rapport à la totalité sont égales. Après la période de mesures exploitables, les appareils sont saturés jusqu'à la fin de l'expérience.

Le rapport du signal au bruit des mesures est de 100 pendant toute l'expérience, à l'exception de la phase d'éclipse totale pendant laquelle il est égal à 25. La stabilité de la transmission des mesures, évaluée grâce à une calibration en vol de la télémesure, est de 30/100. La précision de la télémesure est de 1%. Celle des chaînes de mesure est 1%, leur stabilité 10/100. Les Figs. 5a, 5b, 5c, représentent les signaux reçus, en fonction du temps, sur les canaux 1216 Å, 1300 Å et 6800 Å – 11000 Å.

Trajectographie

La position relative de la sonde par rapport au cône d'ombre donne à chaque instant la correspondance entre le temps (paramètre de mesure) et la phase de l'éclipse (paramètre des calculs de brillance). La trajectoire de l'ombre de l'éclipse étant connue (Duncombe, 1965), il suffit de calculer celle de la sonde. Pour cela, on a calculé la trajectoire balistique, après la propulsion de la fusée, dont le point d'intersection avec le sol est le point de chute relevé de la charge utile, et d'où l'on voit les contacts de l'éclipse aux instants observés sur le canal 6800 Å – 11000 Å. (Bismut, 1968).

Résultats

Nous donnons, en annexe, les tables des valeurs de flux mesurées, à partir desquelles nous avons effectué nos analyses et interprétations. H est la distance angulaire entre les bords des disques lunaire et solaire, mesurée le long de leur ligne des centres, comptée positivement vers la couronne, à partir du bord géométrique du soleil défini dans le proche infrarouge. F est la valeur du flux mesuré. Les valeurs absolues des flux F sont entachées des erreurs systématiques d'étalonnage. Par contre, leurs valeurs relatives sont très précises puisqu'elles ne dépendent que de la stabilité des chaînes de mesure et de transmission des signaux. E représente l'écart relatif entre nos mesures de flux et le flux correspondant calculé à partir des résultats de notre analyse.

V. Traitement des mesures

Nous avons calculé à partir des mesures de flux, fonction de H , la répartition de brillance au bord du disque solaire fonction de la distance au bord.

Calcul de la distribution de brillance

Le flux émis se met sous la forme (Fig. 1)

$$F_{\lambda}(H) = \frac{\Phi_{\lambda}(H)}{\tau \omega} = \iint I_{\lambda}(h) \cdot dh \cdot d\Psi$$

pour l'intervalle $\Delta\lambda$.

$\Phi_{\lambda}(H)$ est le flux mesuré.

H est la largeur du croissant photosphérique observé.

h est la distance radiale au bord photosphérique.

Nous avons inversé numériquement l'intégrale $F_{\lambda}(H)$ après avoir admis certaines hypothèses qui ramènent le calcul à la résolution d'un système de N équations à n inconnues, par une méthode de moindres carrés.

Les hypothèses sont les suivantes :

a) la répartition de brillance sur le disque solaire présente une symétrie de révolution autour du centre du disque ;

b) soit $I(r)$ la brillance en un point du disque à la distance r du centre et R_L le rayon lunaire ; pour $r < R_L$, $I(r)$ est constant dans des intervalles Δr , fixes, centrés sur des valeurs r_k de r . Les valeurs r_k sont en progression arithmétique de raison Δr choisie arbitrairement :

$$I(r) = I(r_k) \text{ pour } r_k - \frac{\Delta r}{2} \leq r < r_k + \frac{\Delta r}{2} ;$$

c) aucune hypothèse n'est faite concernant les régions du disque solaire non explorées pendant l'expérience ;

d) pour $r > R_L$, $I(r)$ n'est pas calculé, mais il est tenu compte du flux global émis par la couronne solaire ;

e) le disque lunaire est un cercle parfait.

Mise en équation

Le disque et la basse couronne solaire sont décomposés en couronnes concentriques de rayon moyen noté r_k et de largeur constante Δr . Pour la phase j de l'éclipse, la fraction non éclipsée de la couronne de rayon moyen r_k est notée S_{jk} , la brillance des points de cette couronne est I_k . Le flux émis à la phase j de l'éclipse par la surface visible du disque

solaire (formé de N portions de couronnes) est:

$$F_j = \sum_{k=1}^N S_{jk} I_k + F_c.$$

F_c est le flux coronal résiduel observable pendant le maximum de l'éclipse, que l'on peut écrire, $F_c = S_{j0} I_0$ pour rendre l'écriture homogène:

$$F_j = \sum_{k=0}^N S_{jk} I_k.$$

Les surfaces S_{jk} sont calculées théoriquement à partir de la donnée de Δr .

La résolution de ce système présente des oscillations numériques d'origine mathématique. Afin de réduire ces oscillations, nous filtrons linéairement la solution en imposant la relation suivante entre les I_k :

$$I_k - 2I_{k+1} + I_{k+2} = 0.$$

Le système est résolu suivant la méthode des moindres carrés (Linnik, 1963). Si P_j est le poids affecté à la mesure F_j , on écrit que le résidu

$$Q = \sum_j \left| P_j \sum_k (S_{jk} I_k)^2 - F_j + \alpha (I_k - 2I_{k+1} + I_{k+2}) \right|$$

est minimum.

Le coefficient α permet d'ajuster l'influence du filtre. Nous définissons les vecteurs i, f et les matrices S, P, R, A

$$i = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{pmatrix}; \quad f = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ \vdots \\ F_M \end{pmatrix};$$

$$S = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & \dots & S_{1N} \\ S_{21} & S_{22} & \dots & S_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{M1} & S_{M2} & \dots & S_{MN} \end{pmatrix};$$

$$P = \begin{pmatrix} P_1 & & & 0 \\ & P_2 & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & P_M \end{pmatrix};$$

$$R = \begin{pmatrix} 1 & -2 & 1 & & \\ & 1 & -2 & 1 & \\ & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \\ & & & 1 & -2 & 1 \end{pmatrix}; \quad A = \begin{pmatrix} \alpha & & & 0 \\ & \alpha & & \\ & & \alpha & \\ 0 & & & \alpha \end{pmatrix}.$$

Sous forme matricielle, le système à résoudre par la méthode des moindres carrés s'écrit:

$$\begin{pmatrix} f \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S \\ R \end{pmatrix} \cdot i$$

en affectant aux mesures F_j les poids P_j et au filtre le poids α . Nous écrivons A^T la matrice transposée de la matrice A . Le vecteur i est solution de l'équation

$$\|S^T \ R^T\| \cdot \begin{pmatrix} P & 0 \\ 0 & A \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S \\ R \end{pmatrix} \cdot i = \|S^T \ R^T\| \cdot \begin{pmatrix} P & 0 \\ 0 & A \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} f \\ 0 \end{pmatrix}$$

avec la notation

$$X = \begin{pmatrix} S \\ R \end{pmatrix}; \quad P_1 = \begin{pmatrix} P & 0 \\ 0 & A \end{pmatrix}; \quad C = X^T \cdot P_1 \cdot X.$$

Le vecteur des brillances cherchées est solution de l'équation

$$i = C^{-1} \cdot X^T \cdot P_1 \cdot f$$

dont nous notons $\tilde{i}$ la solution

$$\tilde{i} = \begin{pmatrix} \tilde{I}_1 \\ \tilde{I}_2 \\ \vdots \\ \tilde{I}_N \end{pmatrix}$$

Soit $\tilde{F}_j = \sum_{k=0}^N S_{jk} \tilde{I}_k$ le flux calculé à partir des brillances calculées.

Nous avons calculé les écarts relatifs $\frac{F_j - \tilde{F}_j}{F_j} = E_j$ qui nous ont permis de contrôler l'influence du filtre linéaire. Ils sont tabulés avec les mesures de flux, dans les tables 1 et 2.

Table 1. Valeurs du flux mesuré sur le canal 1050 Å—1250 Å, fonction de la distance angulaire, H , du bord lunaire au bord solaire

E est l'écart relatif entre les flux F mesurés et les flux reconstitués à partir des brillances calculées $\tilde{F}$

$$E = \frac{F - \tilde{F}}{F}$$

H s. d'arc	F 10 ³³ ph. cm ⁻² sterad ⁻¹ s ⁻¹	E %
+16	4,010	0,012
+15	4,059	-0,390
+13	4,285	0,194
+12	4,398	-0,217

Table 1 (suite)

<i>H</i> s. d'arc	<i>F</i> 10 ³³ ph. cm ⁻² sterad ⁻¹ s ⁻¹	<i>E</i> %
+11	4,575	0,251
+10	4,752	0,117
+ 9	4,986	-0,002
+ 8	5,290	0,105
+ 7	5,701	-0,063
+ 6	6,201	0,000
+ 5	6,833	0,015
+ 3	8,367	0,036
+ 2	9,248	-0,391
0	11,483	-0,327
- 2	14,329	0,567
- 3	15,861	0,649
- 4	17,321	-0,162
- 6	20,679	-0,372
- 7	22,648	0,430
- 8	24,400	0,047
- 9	26,224	-0,103
-10	28,048	-0,309
-11	30,019	-0,039
-12	31,916	-0,052
-13	33,887	-0,158
-14	35,784	-0,155
-15	37,608	-0,009
-16	39,433	-0,140
-17	41,257	-0,237
-18	43,227	0,025
-19	45,052	-0,046
-20	46,949	0,053
-21	48,701	0,033
-22	50,598	0,010
-23	52,568	-0,002
-24	54,539	-0,006
-25	56,582	-0,005
-26	58,552	-0,002
-27	60,741	0,001
-28	62,639	0,003
-29	64,463	0,003
-30	66,434	0,001
-31	68,185	-0,002
-32	70,301	-0,005
-33	72,245	-0,008
-34	74,169	-0,008
-35	76,133	-0,003
-36	77,964	0,006
-37	79,934	0,019
-38	81,642	0,030
-39	83,186	0,039
-40	84,937	0,032
-41	86,615	0,010
-42	88,512	-0,027
-43	90,370	-0,077
-44	92,048	-0,101
-45	93,945	-0,102
-46	95,697	0,002
-47	97,375	0,187

Table 2. Valeurs du flux mesuré sur le canal 1250 Å—1350 Å, fonction de la distance angulaire, *H*, du bord lunaire au bord solaire

E est l'écart relatif entre les flux mesurés et les flux reconstitués à partir des brillances calculées

<i>H</i> s. d'arc	<i>F</i> 10 ³² ph. cm ⁻² s ⁻¹ sterad ⁻¹	<i>E</i> %
+16	4,561	0,169
+15	4,677	0,541
+14	4,756	-0,042
+13	4,845	0,047
+12	4,934	0,020
+11	5,040	-0,006
+10	5,182	0,007
+ 9	5,387	0,368
+ 8	5,635	-0,051
+ 7	6,008	0,041
+ 6	6,576	-0,001
+ 5	7,339	-0,068
+ 4	8,492	0,040
+ 3	9,992	0,380
+ 2	12,078	-0,219
0	18,143	0,008
- 1	22,128	0,609
- 3	30,276	0,193
- 4	34,527	0,528
- 5	38,867	0,088
- 6	42,941	-0,622
- 7	46,927	-0,392
- 8	51,532	0,443
- 9	56,653	-0,143
-10	61,186	0,021
-11	66,323	0,005
-12	71,548	0,057
-13	76,950	0,058
-14	82,442	0,018
-15	87,844	0,008
-16	93,158	0,012
-17	98,383	0,012
-18	103,87	0,045
-19	109,28	0,065
-20	115,03	0,060
-21	120,52	0,009
-22	126,55	-0,091
-23	132,39	-0,169
-24	138,77	-0,218
-25	145,23	-0,043
-26	151,97	-0,320

VI. Résultats

A l'aide de la méthode que nous venons de décrire, nous avons calculé les distributions de brillance au bord du disque correspondant aux régions observées avant le deuxième contact et après le troisième contact de l'éclipse. La première région est située à

l'Est, la seconde à l'Ouest du disque (Fig. 6). D'après les spectrohélogrammes K_{IV} et $H\alpha$ pris le 12 novembre 1966, le bord Est ne présente pas d'activité solaire. Par contre, près du bord Ouest, à 30'' dans la photosphère existe une région active.

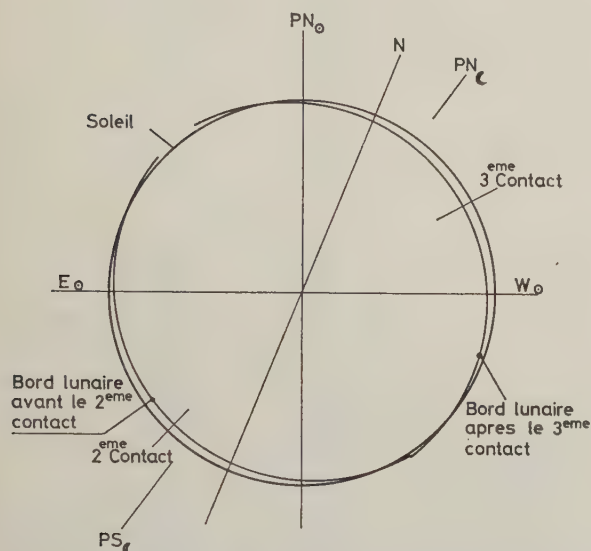


Fig. 6. Coordonnées héliocentriques des points de contact de l'éclipse

Nous donnons la distribution de brillance en fonction de la distance angulaire au bord solaire. La distance zéro correspond au contact de l'éclipse observé dans le canal 6800 Å – 11000 Å, c'est-à-dire l'annulation de la variation du flux mesuré sur ce canal. La distance angulaire est comptée positivement vers l'extérieur du disque solaire.

La Fig. 7 représente, en fonction de la largeur H du croissant solaire (en secondes d'arc et comptées par rapport à l'origine adoptée pour le calcul des brillances) les mesures effectuées sur le canal 1050 Å – 1250 Å pendant le troisième contact de l'éclipse. On remarque un changement de pente entre $-22''$ et $-40''$. De -40 à $-49''$ la pente est la même que de -10 à $-20''$. Cet accident de la courbe de mesure correspond au passage du bord lunaire devant la plage observée sur les spectrohélogrammes K_{IV} et $H\alpha$. Puisque la pente de la courbe est identique avant et après le balayage de la plage par le bord lunaire, nous avons construit une courbe corrigée à pente constante de $-10''$ à $-49''$ (Fig. 7, courbe c). La variation de flux $\Delta\Phi$ représente le flux supplémentaire que l'on reçoit de la plage brillante sur le disque

solaire homogène. Le même phénomène est observé sur le canal 1300 Å à $-22''$. Ceci confirme l'influence de la plage sur nos mesures. Les mesures de flux correspondant au troisième contact de l'éclipse, corrigées ainsi, ont été traitées suivant la méthode exposée plus haut pour le calcul de la brillance. Les mesures de flux correspondant au deuxième contact ont été traitées sans correction, car aucune région active n'est observée sur le bord correspondant du disque solaire d'après les spectrohélogrammes.

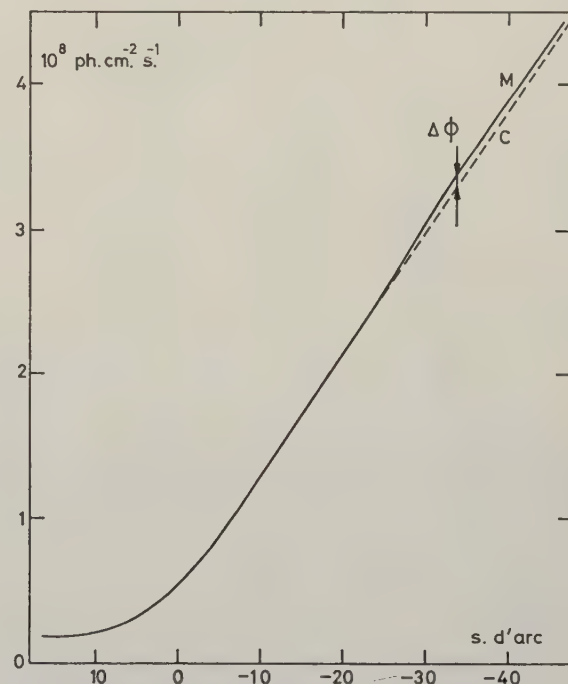


Fig. 7. Flux mesuré sur le canal 1050 Å – 1250 Å. Courbe M = flux mesuré. Courbe C = flux corrigé.

$$\Delta\Phi = 6,85 \cdot 10^6 \text{ ph. cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

La Fig. 8 représente la distribution de brillance pour le domaine 1050 Å – 1250 Å. Les intervalles de confiance calculés pour la brillance de chaque point montrent que les valeurs relatives des brillances calculées sont précises. Un anneau brillant est mis en évidence. Son maximum est situé à $-6,4 \pm 0,5''$. Il est large de $15''$ et sa brillance vaut $1,29 \pm 0,09$ fois la brillance à $-25''$. Le bord géométrique du soleil, dans la bande spectrale considérée, abscisse du point d'inflexion de la courbe de brillance, est situé à $+3,5 \pm 0,5''$. Sur la figure, les barres d'erreurs représentent les intervalles de confiance calculés par la méthode des moindres carrés.

La surface de la plage dont nous avons tenu compte est d'environ cinq dix millièmes de la surface du disque. En supposant sa brillance uniforme, elle serait égale à deux fois la brillance du disque à la même distance du centre.

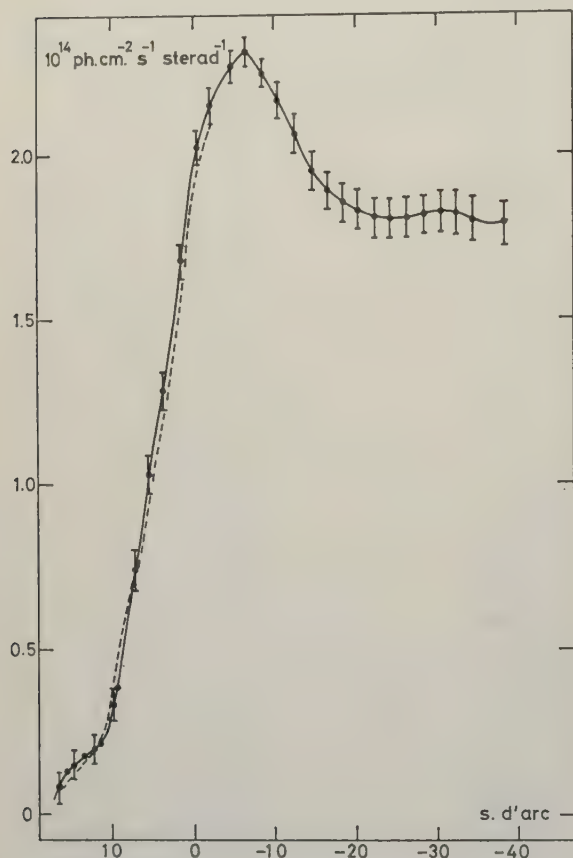


Fig. 8. Distribution de la brillance dans le domaine 1050 Å — 1250 Å calculée d'après les mesures de flux corrigées de l'influence de la plage solaire.

— bord ouest,
--- bord est

L'échelle des brillances est fixée par nos étalonnages absolus du détecteur. En supposant la brillance du disque constante depuis son centre jusqu'à $-30''$, le flux intégré sur le disque et dans la bande passante serait $128 \cdot 10^8$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ à une unité astronomique du soleil (Hinteregger mesure $331 \cdot 10^9$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Pendant l'éclipse totale le flux coronal résiduel que nous avons mesuré était $1,8 \cdot 10^7$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

La Fig. 9 représente la distribution de brillance pour 1250 Å — 1350 Å. Les valeurs relatives sont

aussi bonnes que pour le premier domaine de longueurs d'onde. Il existe un anneau brillant, large de $6''$, dont le maximum est situé à $+0,1 \pm 0,5''$, de brillance $1,34 \pm 0,10$ fois la brillance à $-6''$. Le bord géométrique du soleil est situé à $+3,5 \pm 0,5''$.

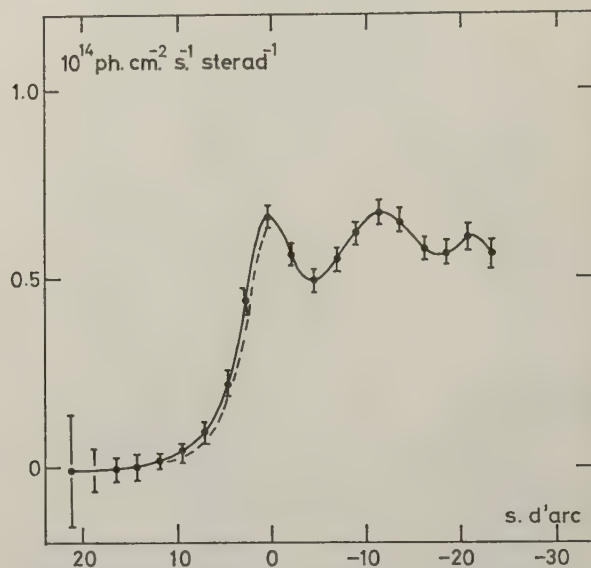


Fig. 9. Distribution de la brillance dans le domaine 1250 Å — 1350 Å calculée d'après les mesures de flux corrigées de l'influence de la plage solaire.

— bord ouest,
--- bord est

D'après nos mesures absolues, et en supposant un assombrissement centrebord négligeable au-delà de $-20''$, le flux intégré reçu du soleil dans la bande passante à une unité astronomique serait $38 \cdot 10^8$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (Hinteregger mesure $57,7 \cdot 10^9$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). Le flux observé pendant l'éclipse totale était $2,1 \cdot 10^6$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

La précision relative des valeurs de brillances obtenues dans les deux domaines spectraux pour les observations des deuxième et troisième contacts de l'éclipse est excellente.

Nos mesures absolues ne s'accordent pas avec les mesures effectuées par d'autres expérimentateurs. Ceci est probablement dû à deux causes principales.

— D'une part, les impératifs de préparation de la fusée nous ont obligés à exposer, pendant plus de 24 heures, les détecteurs aux agents atmosphériques. L'humidité de l'air (environ 80%) a pu altérer les fenêtres de fluorure de lithium et de fluorure de calcium.

Table 3. *Brillance calculée pour le canal 1050 Å–1250 Å, fonction de la distance angulaire au bord solaire*

Distance s. d'arc	Brillance 10^{14} ph. cm $^{-2}$ s $^{-1}$ sterad $^{-1}$
+15,41	0,129
+13,42	0,166
+11,44	0,216
+ 9,46	0,377
+ 7,48	0,747
+ 5,50	1,03
+ 3,52	1,29
+ 1,54	1,68
– 0,44	2,02
– 2,42	2,16
– 4,41	2,27
– 6,39	2,33
– 8,37	2,25
–10,35	2,17
–12,33	2,07
–14,31	1,95
–16,29	1,89
–18,27	1,86
–20,25	1,84
–22,24	1,81
–24,22	1,81
–26,20	1,82
–28,18	1,83
–30,16	1,83
–32,14	1,83
–34,12	1,80
–36,10	1,78
–38,08	1,81

— D'autre part, le revêtement de protection thermique de la coiffe de la sonde a créé une gaine gazeuse absorbante autour de celle-ci.

Nous avons également appliqué notre méthode de traitement aux mesures de flux non corrigées de l'influence de la plage sur le disque solaire. Les distributions d'intensité ainsi obtenues sont représentées Fig. 10 pour le canal 1050 Å – 1250 Å, et figure 11 pour le canal 1250 Å – 1350 Å. On remarque l'influence de la région active qui se traduit sur ces courbes par une forte augmentation de brillance à –25''.

Pour mettre en évidence l'influence du filtre sur les oscillations de la solution, nous avons effectué des calculs à partir du flux qui serait mesuré pendant une éclipse si la brillance était nulle à l'extérieur du disque et constante sur le disque. Les résultats donnent, au voisinage de la discontinuité du modèle, des brillances négatives à l'extérieur, et une augmen-

Table 4. *Brillance calculée, pour le canal 1250 Å–1350 Å, fonction de la distance angulaire au bord solaire*

Distance s. d'arc	Brillance 10^{13} ph. cm $^{-2}$ s $^{-1}$ sterad $^{-1}$
+15,57	0.
+13,64	0,07
+11,71	0,14
+ 9,77	0,29
+ 7,84	0,64
+ 5,90	1,43
+ 3,97	2,75
+ 2,04	5,05
+ 0,10	6,72
– 1,83	6,06
– 3,76	5,04
– 5,70	5,01
– 7,63	5,78
– 9,56	6,33
–11,50	6,82
–13,43	6,59
–15,37	6,02
–17,30	5,69
–19,23	5,84
–21,17	6,19
–23,10	5,66

tation de brillance à l'intérieur du disque. Les écarts relatifs supérieurs à 100, entre les flux du modèle et les flux donnés par la solution, au voisinage de la discontinuité, traduisent la différence entre la solution et le modèle. La solution correspond au modèle à partir de 5'' de la discontinuité et ne présente pas d'oscillation. De plus, l'addition au modèle d'un bruit localisé provoque une oscillation de la solution dans la zone bruitée, sans influence ailleurs.

Ces essais numériques montrent que l'anneau brillant, mis en évidence par notre solution, qui ne correspond pas à des écarts relatifs importants entre les mesures et les flux calculés à partir de notre solution, n'est pas d'origine mathématique. Les variations de ces écarts relatifs montrent que le traitement ne provoque pas les oscillations mais peut les accentuer.

VII. Discussion des résultats

Nos calculs s'appuient sur des hypothèses qui ne sont pas toujours pleinement justifiées. Notamment, la symétrie de révolution des répartitions de brillance sur le disque n'est pas vérifiée dans les domaines de longueurs d'onde étudiés. Le profil du disque lunaire n'est pas rigoureusement circulaire, les montagnes de la lune étant de dimensions importantes. L'introduction dans nos calculs du profil réel du disque lunaire

serait fastidieuse et n'aurait d'intérêt que si nous avions une connaissance très précise de la projection sur le disque lunaire des points de contacts de l'éclipse. Toutefois, nous avons tenté de chiffrer l'influence du relief lunaire sur les intervalles de confiance relatifs aux brillances calculées, en l'assimilant à une incertitude supplémentaire sur nos mesures de flux. On est alors conduit à majorer de 50 % les intervalles de confiance relatifs aux brillances.

Pendant l'éclipse nous avons lancé deux fusées identiques dont une seule a pointé le soleil correctement. Les quelques mesures obtenues grâce à l'engin qui a mal pointé confirment parfaitement les distributions relatives de brillances présentées ici.

VIII. Conclusion

Nos mesures ont permis de déterminer la distribution de brillances sur le disque solaire et dans la

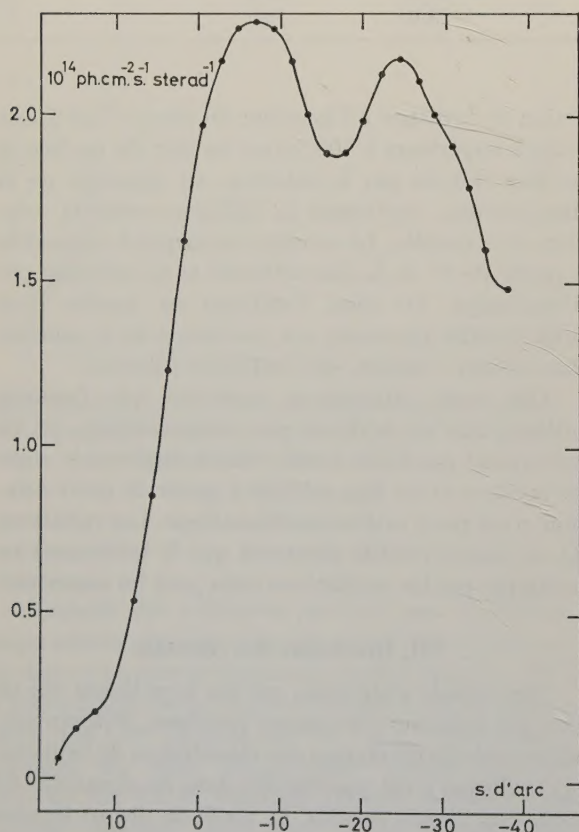


Fig. 10. Distribution de la brillance dans le domaine 1050 Å—1250 Å calculée d'après les mesures de flux non corrigées de l'influence de la plage

chromosphère jusqu'à 12000 km pour 1216 Å et 1300 Å avec une précision relative excellente dans les deux longueurs d'onde. Le bord géométrique du disque solaire est situé à $2490 \text{ km} \pm 360 \text{ km}$ du bord défini dans le domaine 6800 Å — 11000 Å. Un accroissement de brillance de 1,29 pour 1216 Å et 1,34 pour 1300 Å par rapport à la brillance du disque est mis en évidence au bord.

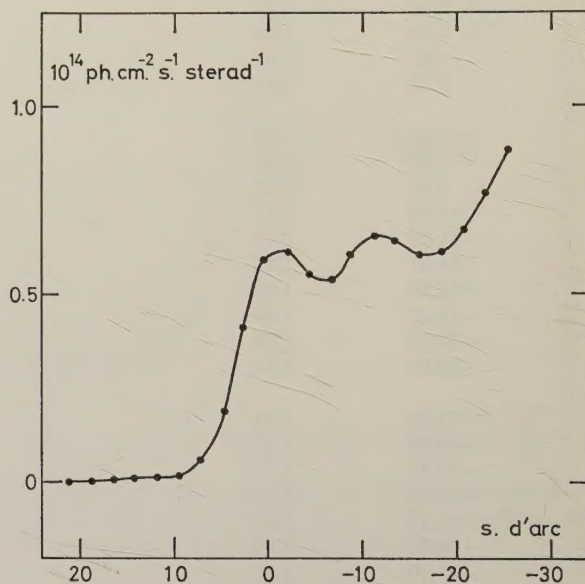


Fig. 11. Distribution de la brillance dans le domaine 1250 Å—1350 Å calculée d'après les mesures de flux non corrigées de l'influence de la plage

References

- Bismut, M. 1968, Recherche Aéronautique, ONERA 127.
- Duncombe, J.S. 1965, United States Nav. Obs. Circular 110.
- Friedman, H. 1960, Physics of the Upper Atmosphere. Academic Press, N. Y.
- Hall, L.A., Damon, K.R., Hinteregger, H.E. 1963, Space Research III, North Holland, Amsterdam, p. 745.
- Linnik, Y. V. 1963, Méthode des moindres carrés. Eléments de la théorie du traitement statistique des observations. Dunod, Paris.
- Mouradian, Z. 1965, *Ann. Astr.* 5, 805.
- Smith, L.G., Accardo, C.A., Weeks, L.H., McKimon, P.J. 1965, *J. Atmosph. Terrest. Physics* 27, 803.
- Stober, A.K., Scolnik, R., Hennes, J.P. 1963, *Appl. Optics* 2, 735.

J. E. Blamont
C. Malique
Service d'Aéronomie du C.N.R.S.
F-91 Verrières-le-Buisson, France

